

На правах рукописи

Васильев Александр Александрович

**Поляризация электрон-позитронного вакуума и
динамические эффекты в атомных спектрах**

Специальность 01.04.05 — Оптика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Казань — 2011

Работа выполнена на кафедре оптики и нанофотоники ФГАОУ ВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет».

Научный руководитель	доктор физико-математических наук, профессор Гайнутдинов Ренат Хамитович
Официальные оппоненты:	доктор физико-математических наук, профессор Моисеев Сергей Андреевич кандидат физико-математических наук, с.н.с. Башаров Асхат Масхудович
Ведущая организация:	ГОУ ВПО «Самарский государственный университет»

Защита состоится 15 декабря 2011 года в 14.40 часов на заседании Диссертационного совета Д 212.081.07 при ФГАОУ ВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, 16, ауд. 210.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Казанского университета по адресу: г. Казань, ул. Кремлевская 35.

Автореферат разослан «___» ноября 2011 года.

Учёный секретарь
Диссертационного Совета
д.ф.-м.н.

Камалова Д.И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Спектроскопия атома водорода и водородоподобных атомов сыграла ключевую роль в развитии квантовой электродинамики (КЭД) и квантовой теории. Открытие в 1947 году лэмбовского сдвига энергетических уровней атома водорода послужило мощным стимулом для развития квантовой электродинамики, которая считается сейчас наиболее точной физической теорией. Теория перенормировок, развитая для объяснения лэмбовского сдвига, стала ключевым элементом квантовой электродинамики и квантовой теории поля. По аналогии с КЭД были построены квантовая хромодинамика (КХД) и теория электрослабых взаимодействий, и на основе этих теорий была принята концепция Стандартной модели. Поэтому проверке КЭД на простых водородоподобных атомных системах уделяется большое внимание. К таким водородоподобным системам относится и атом мюонного водорода.

В то же время с помощью прецизионной атомной спектроскопии определяются фундаментальные физические постоянные. Одной из важнейших физических постоянных, которые до сих пор ещё не определены с достаточной точностью, является размер протона, который равен по определению среднеквадратичному зарядовому радиусу протона (его также часто называют сокращённо радиусом протона). Знание радиуса протона важно для фундаментальных и практических задач. В частоту перехода атома дают вклад: дираковская частота (определяемая из решения уравнения Дирака) вместе с другими квантовомеханическими поправками; лэмбовский сдвиг, определяемый в КЭД с точностью выше, чем точность эксперимента, и поправка на конечный размер ядра, определяемая в лидирующем порядке уравнением Дирака. Поправка на конечный размер ядра является достаточно малой в атоме водорода, и поэтому для определения радиуса протона требуются сверхточные эксперименты. Благодаря прогрессу в развитии лазерной спектроскопии удалось с 1997 по 2004 годы измерить с высочайшей точностью оптическую частоту $1S \rightarrow 2S$ двухфотонного резонанса [1,2] и оптические частоты $2S \rightarrow nS/nD$ двухфотонных переходов в водороде и дейтерии [3]. В

результате для перехода $1S \rightarrow 2S$ в атоме водорода была достигнута точность измерения с относительной ошибкой порядка 10^{-14} . Из спектроскопических данных по атому водорода было определено значение радиуса протона, равное $0.8802(80)$ фм [2]. В то же время спектроскопия атома мюонного водорода может предоставить более точную информацию о размере протона, так как в мюонных атомах мюон локализован примерно в 200 раз ближе к атомному ядру, чем электроны в обычных атомах.

Эксперименты по лазерной спектроскопии атомов мюонного водорода начались в 2001 году [4] и, как ожидалось, должны были только уточнить значение радиуса протона, определённое из спектроскопии атома водорода. Однако эксперименты были завершены лишь в 2010 году, и из измеренной оптической частоты $2S - 2P$ перехода было определено значение радиуса протона, равное $0.84184(67)$ фм [5], т.е. на 4% меньше значения, полученного из спектроскопии атома водорода. Это расхождение не укладывается в погрешность экспериментов и является слишком большим, чтобы его можно было устранить путём учёта ещё нерассчитанных КЭД поправок. Эта проблема является чрезвычайно серьёзной, и требуется тщательная проверка всех возможных причин, которые могут приводить к расхождению значений для радиуса протона, начиная с перепроверки точности экспериментов до перепроверки методов, которые используются для описания связанных состояний в КЭД. Как отмечалось в [6], причиной этого расхождения может быть то, что стандартная теория связанных состояний КЭД может приводить к неправильным поправкам для уровней атома, или при этом может быть упущено что-то важное. Поэтому изучение этой возможной причины расхождения является актуальной задачей. Особый интерес вызывают КЭД поправки, связанные с поляризацией вакуума.

Цель работы

Целью работы является исследование влияния поляризации вакуума на энергетические уровни атомов и их спектры в рамках подхода к теории связанных состояний, основанного на формализме обобщённой квантовой динамики (ОКД).

Научная новизна работы

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые используется формализм обобщённой квантовой динамики для описания процессов рождения и аннигиляции электрон-позитронной пары в атоме и вычисления вакуумно-поляризационных поправок к энергии уровня атома. Такой подход открывает новые возможности для решения проблемы связанного состояния в рамках подхода, основанного на использовании оператора эволюции. Преимуществом развитого в диссертационной работе нового способа вычисления вакуумно-поляризационных поправок является тот факт, что он не приводит к ультрафиолетовым (УФ) расходимостям. В результате проведённых исследований определены и рассчитаны новые вакуумно-поляризационные поправки, которые ранее не учитывались для описания атомных спектров.

Достоверность результатов исследований

В представляемой диссертационной работе корректно используются современные методы квантовой теории, которые зарекомендовали себя как наиболее точные методы, показали свою предсказательную силу в ядерной физике и успешно применяются в различных областях квантовой физики. Достоверность проведённых исследований подтверждается тем, что в работе в частном случае воспроизводится результат, получаемый с помощью других общепринятых методов описания связанных состояний в квантовой электродинамике, а именно поправка Юлинга. Достоверность результатов обеспечивается строгостью математических преобразований, проведённых в работе, и использованием современных методов численных вычислений.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработанный метод описания вакуумно-поляризационных эффектов позволяет вычислять поправки к спектральным линиям атомов исходя из основополагающего определения связанных состояний, в котором стационарное состояние изменяется во времени как свободное состояние с постоянной энергией.

2. Рассчитанные динамические поправки к энергетическим уровням атомов являются новыми поправками и не могут быть вычислены с помощью стандартных методов.

Научная ценность и практическая значимость исследований

Проведенные в диссертационной работе исследования демонстрируют возможности подхода обобщённой квантовой динамики для описания эволюции связанного состояния. Полученные результаты позволяют более точно вычислять атомные спектры и важны для изучения размера и структуры атомных ядер.

Апробация работы

Результаты исследовательской работы докладывались соискателем на 14 научных международных и всероссийских конференциях: «X-XV международная молодежная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» (Казань, 2006-2011); «X-XI международные чтения по квантовой оптике» (Самара, Волгоград, 2007, 2011); «International Conference on Coherent and Nonlinear Optics», «Conference on Lasers, Applications, and Technologies», «School for Young Scientists and Engineers» ICONO/LAT (Kazan, 2010); «LX International Conference on Nuclear Physics «Nucleus 2010». Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnolies» (Saint-Petersburg, Peterhof, 2010); «Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2009» (Санкт-Петербург, 2009); «IX международный симпозиум по фотонному эхо и когерентной спектроскопии» (Казань, 2009); «XX международная летняя школа-семинар по современным проблемам теоретической и математической физики «Петровские чтения. Волга-2008» (Казань, 2008); «XI всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Звенигород, Моск. обл., 2008).

Личный вклад

Автором было сформулировано и решено обобщённое динамическое уравнение для однопетлевой и двухпетлевой поляризации вакуума. Получены и рассчитаны вакуумно-поляризационные поправки к энергетическим уровням

лёгких обычных и мюонных атомов и тяжёлых мюонных атомов.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 12 статьях, 4 из которых входят в список ВАК.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Общий объём составляет 119 страниц, включая 43 рисунка и 8 таблиц.

Содержание работы

Во **введении** указываются и обосновываются актуальность выбранной темы диссертации, научная новизна исследований, достоверность результатов и выводов, научная ценность и практическая значимость работы, приводятся положения, выносимые на защиту, и апробация работы.

В **первой главе** обсуждается современное состояние спектроскопии атома водорода и мюонных атомов. Рассматриваются особенности физики мюонных атомов. Обсуждается вклад конечного размера ядер в атомные спектры. Отражаются важные достижения квантовой электродинамики. Подробно рассматривается эффект однопетлевой поляризации вакуума, обусловленный рождением и аннигиляцией электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра и мюона (или электрона). Приводятся потенциал Юлинга, который модифицирует закон Кулона добавочным потенциалом, создаваемым электрон-позитронной парой, и поправка Юлинга к энергии уровня. Рассматриваются общепринятые методы описания связанных состояний в квантовой электродинамике: метод адиабатической S -матрицы, метод оператора эволюции в картине Фарри и метод функций Грина. Показывается, что все эти методы оперируют с S -матрицей, которая по определению не может описать эволюцию системы для конечных времён, а, значит, не может предоставить полную информацию о динамике системы. Наиболее строгим из вышеперечисленных методов является метод оператора эволюции в картине Фарри, но

этот метод, базирующийся на гамильтоновой динамике, приводит к неперенормируемым ультрафиолетовым расходимостям, и для того, чтобы обойти эту проблему, этот метод всё равно в итоге сводится к S -матричному виду. С одной стороны, использование оператора эволюции совместно с гамильтоновой динамикой приводит к неперенормируемости теории, а с другой стороны, УФ-расходимости могут быть устранены из S -матрицы и функций Грина, но в S -матрице теряется часть информации о динамике системы. Это означает, что динамические вклады в поправку к энергии, определяемую через оператор эволюции в гамильтоновой динамике, являются неперенормируемыми и игнорируются методами, базирующимися на S -матричном подходе.

Рассматриваются способы определения постоянной Ридберга и среднеквадратичного радиуса заряда протона из спектроскопических данных по атому водорода и атому мюонного водорода. Акцентируется, что современная прецизионная спектроскопия позволяет достаточно точно определить размер протона, но при условии, что и теория должна выдерживать соответствующий порядок точности. Приводится существующее расхождение в значениях среднеквадратичного радиуса заряда протона, определенное из спектроскопии атома водорода и атома мюонного водорода. Полученное расхождение не укладывается в точность экспериментов и теории. Важным является то обстоятельство, что это расхождение нельзя устранить путём учёта ещё нерассчитанных КЭД поправок, и причина этого расхождения неизвестна. Излагаются особенности спектроскопии мюонных атомов, и обсуждается роль атомной спектроскопии в развитии новых физических теорий.

Во **второй главе** рассматривается формализм обобщённой квантовой динамики (ОКД), на основе которого в работе исследуется эффект поляризации вакуума в атоме. Этот формализм не оперирует ни с S -матрицей, ни с гамильтоновой динамикой и оказывается чрезвычайно удобным для построения эффективных теорий поля (ЭТП) в терминах оператора эволюции и оператора Грина. В формализме ОКД из первых физических принципов по-

лучается обобщённое динамическое уравнение (ОДУ) [7]

$$(t_2 - t_1)\tilde{S}(t_2, t_1) = \int_{t_1}^{t_2} dt_4 \int_{t_1}^{t_4} dt_3 (t_4 - t_3)\tilde{S}(t_2, t_4)\tilde{S}(t_3, t_1), \quad (1)$$

где оператор $\tilde{S}(t_2, t_1)$ есть вклад в оператор эволюции $U(t, t_0)$ от процессов, в которых взаимодействие начинается в момент времени t_1 и заканчивается в момент времени t_2

$$U(t, t_0) = 1 + \int_{t_0}^t dt_2 \int_{t_0}^{t_2} dt_1 \tilde{S}(t_2, t_1). \quad (2)$$

Для построения оператора эволюции достаточно знать вклад в $\tilde{S}(t_2, t_1)$ от процессов с бесконечно малым временем взаимодействия $\tau = t_2 - t_1$. Обозначая этот вклад как $H_{\text{int}}(t_2, t_1)$, можно записать граничное условие для уравнения (1)

$$\tilde{S}(t_2, t_1) \xrightarrow{t_2 \rightarrow t_1} H_{\text{int}}(t_2, t_1). \quad (3)$$

В случае, когда взаимодействие является мгновенным во времени, из обобщённого динамического уравнения (1) с граничным условием (3) следует уравнение Шредингера, и динамика системы становится гамильтоновой.

Приводится ОДУ в терминах оператора $T(z)$ [7]; в такой записи ОДУ удобно для практических вычислений. Вводится определение оператора Грина как фурье-преобразование от оператора эволюции в представлении Шредингера

$$G(z) = i \int_0^\infty d\tau e^{iz\tau} e^{-iH_0 t_2} U(t_2, t_1) e^{iH_0 t_1}. \quad (4)$$

Излагается метод описания взаимодействия свободных частиц с вакуумом в терминах оператора Грина [8], и приводятся основные уравнения этого метода. В такой формулировке энергия системы определяется из условия полюса в матричном элементе оператора Грина $\tilde{G}_0(z)$, который описывает самодействие частиц

$$\langle n | \tilde{G}_0(z) | n \rangle = \frac{1}{z - E_n^{(0)} - C_n(z)}. \quad (5)$$

Поправка к энергии $C_n(z)$ определяется из дифференциального уравнения, свободного от ультрафиолетовых расходимостей и получаемого из ОДУ. Для этого уравнения нужно только правильно определить граничное условие. Этот подход оказывается чрезвычайно эффективным для решения проблемы связанных состояний в КЭД. В этом случае можно воспользоваться теми же уравнениями, но записанными в картине Фарри, в которой в качестве свободных состояний $|n\rangle$ используются собственные векторы гамильтониана Дирака H_0 для частицы в кулоновском поле. Тогда условие полюса в выражении (5) будет определять КЭД поправки к энергетическим уровням мюона (или электрона) в кулоновском поле ядра. Это условие является следствием основополагающего определения связанных состояний, в котором стационарное состояние изменяется во времени как свободное состояние с постоянной энергией.

Показывается, что формализм ОКД и ОДУ оказались универсальными при решении многих задач квантовой теории. В работе [9] при изучении нуклон-нуклонного рассеяния при низких энергиях с помощью формализма ОКД демонстрируется выход за рамки гамильтоновой динамики. T -матрица, описывающая динамику нуклонов при низких энергиях, в этом случае строится из ОДУ и симметрий квантовой хромодинамики и не содержит УФ-расходимостей. На этой задаче формализм ОКД показал свою предсказательную силу: формула для T -матрицы, полученная в работе [9], независимо была получена в рамках эффективной теории ядерных сил [10] после суммирования и перенормировки фейнмановских диаграмм в работе [11]. Это означает, что нелокальность взаимодействия спрятана за процедурой перенормировок. Формализм ОКД открывает новые возможности для построения ЭТП и решения многих проблем квантовой теории. Выбор этого формализма для исследования эффекта поляризации вакуума в атоме и вычисления вакуумно-поляризационных поправок обоснован.

В **третьей главе** проводится исследование процессов взаимодействия атома с электрон-позитронным вакуумом и вычисление вакуумно-поляризационных поправок к энергии уровня атома. Записывается уравнение для ве-

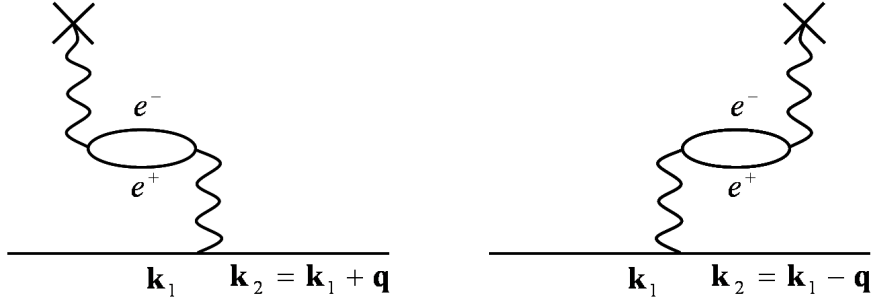


Рис. 1. Упорядоченные во времени вакуумно-поляризационные процессы: рождение и аннигиляция электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра и мюона.

личины $C_n(z)$, определяющей лэмбовский сдвиг энергетического уровня n

$$\frac{dC_n(z)}{dz} = - \sum_{n_1} \sum_{s_1, s_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \times \\ \times \frac{\langle n | M(z) | n_1; \mathbf{p}_1, s_1; \mathbf{p}_2, s_2 \rangle \langle n_1; \mathbf{p}_1, s_1; \mathbf{p}_2, s_2 | M(z) | n \rangle}{(z - E_{n_1}^{(0)} - E_{p_1} - E_{p_2} - C_{n_1}(z - E_{p_1} - E_{p_2}))^2}, \quad (6)$$

где \mathbf{p}_1 , $E_{p_1} = \sqrt{m_e^2 + \mathbf{p}_1^2}$ и s_1 есть импульс, энергия и спин электрона; $\mathbf{p}_2 = \mathbf{q} - \mathbf{p}_1$, $E_{p_2} = \sqrt{m_e^2 + \mathbf{p}_2^2}$ и s_2 есть импульс, энергия и спин позитрона; \mathbf{q} есть импульс кулоновского фотона и m_e есть физическая масса электрона. Рассматриваются процессы в первом борновском приближении, соответствующие однопетлевой поляризации вакуума. Для итерационного решения этого уравнения принимается, что $M(z) = B_r(z)$, где оператор $B_r(z)$ есть граничное условие для оператора $M(z)$, и $B_r(z)$ выражается через гамильтонианы взаимодействия электромагнитного и электрон-позитронного полей. Расписываются матричные элементы гамильтонианов, соответствующие рождению и аннигиляции электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра и мюона (или электрона). В произведении матричных элементов рассматривается только та часть, которая соответствует обменному взаимодействию между ядром и мюоном через поляризацию вакуума (см. рис. 1), так как остальные процессы дают поправку в массу частиц.

Проводится суммирование по атомным состояниям n_1 и спиновым состояниям в уравнении (6), и получается уравнение в окончательном виде. Величина $C_n(z - E_{p_1} - E_{p_2})$ является малой по сравнению с энергией состоя-

ния, и полученное уравнение можно решать итерационно, исключив в первом приближении эту величину из правой части

$$\frac{d}{dz}C_n^{(1)}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} U_n(\mathbf{q}) \frac{4\pi Z\alpha}{\mathbf{q}^2} 2 \frac{d}{dz} \pi(z - E_n^{(0)}, \mathbf{q}), \quad (7)$$

где

$$\frac{d}{dz} \pi(z, \mathbf{q}) = \frac{4\pi\alpha}{\mathbf{q}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 E_{p_1} E_{p_2}} \frac{E_{p_1} E_{p_2} + \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2 - m_e^2}{(z - E_{p_1} - E_{p_2})^2} \quad (8)$$

и функции $U_n(\mathbf{q})$ выражаются через дираковские волновые функции для состояния n . Важным является тот факт, что уравнение (8) свободно от ультрафиолетовых расходимостей, и для того, чтобы определить функцию $\pi(z, \mathbf{q})$, через дифференциал которой формально выражается дифференциал $dC_n^{(1)}(z)/dz$, нужно определить граничное условие для уравнения (8). В качестве такого условия выбирается $\pi(0, 0) = 0$. Такой выбор граничного условия обеспечивается формулировкой физического заряда в КЭД и тем, что в уравнении (8) фигурирует физический заряд. Это граничное условие позволяет определить функцию $\pi(z, 0)$. В то же время, функция $\pi(z, \mathbf{q})$ определяет собственную энергию фотона, и 4-импульс (z, \mathbf{q}) должен рассматриваться как 4-импульс фотона. В случае, когда $|z| \rightarrow \infty$, трехмерным импульсом можно пренебрегать, и функция $\pi(z, \mathbf{q})$ будет асимптотически стремиться к $\pi(z, 0)$ при $|z| \rightarrow \infty$. Решение уравнения (8) с выбранным граничным условием при $z \rightarrow -\infty$ есть

$$\begin{aligned} \pi(z, \mathbf{q}) = \frac{4\pi\alpha}{\mathbf{q}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 E_{p_1} E_{p_2}} \frac{E_{p_1} E_{p_2} + \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2 - m_e^2}{E_{p_1} + E_{p_2} - z} - \\ - \frac{\alpha}{\pi} \frac{2m_e^2}{3} \int_0^\infty dp_1 \frac{\mathbf{p}_1^2}{2E_{p_1}^5} \left(\frac{E_{p_1}^2}{m_e^2} + \frac{1}{2} \right). \quad (9) \end{aligned}$$

Важно, что развитый подход, основанный на формализме обобщённой квантовой динамики, позволяет получать вакуумно-поляризационные поправки к энергетическим уровням, не обращаясь к теории перенормировок.

Энергия состояния атома E_n определяется из уравнения

$$z - E_n^{(0)} - C_n^{(1)}(z) = 0, \quad (10)$$

и $C_n^{(1)}(E_n)$ есть поправка к энергии уровня, а $C_n^{(1)}(E_n^{(0)})$ будет поправкой в лидирующем порядке. Полученная поправка $C_n^{(1)}(E_n^{(0)})$ в точности совпадает с поправкой Юлинга ΔE_U , которая вычисляется стандартными методами КЭД. Вместе с тем, зависимость от энергии в функции $C_n^{(1)}(z)$ приводит к тому, что энергетический уровень смещается на дополнительную величину $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$

$$C_n^{(1)}(E_n) = \Delta E_U + \Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}, \quad (11)$$

где

$$\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)} = C_n^{(1)}(E_n) - C_n^{(1)}(E_n^{(0)}) = C_n^{(1)}(E_n^{(0)}) \frac{d}{dz} C_n^{(1)}(z) \Big|_{z=E_n^{(0)}} + O\{Z^3 \alpha^6\}. \quad (12)$$

Эта зависимость от энергии не может быть учтена стандартными методами КЭД. Из развитого в работе подхода следует, что существуют дополнительные поправки к энергетическим уровням атомов. В стандартных методах описания связанного состояния в КЭД поправка Юлинга получается в рамках S -матричного подхода. Но S -матрица не может содержать полную информацию о характере временной эволюции системы, т.е. S -матрица не может полностью описать динамику системы. С другой стороны, развитый в этой работе метод описания поляризации вакуума в атоме построен в терминах оператора эволюции, а не в терминах S -матрицы. Поэтому новые КЭД поправки названы динамическими.

Таблица 1. Динамическая поправка $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ для атома мюонного водорода в сравнении с поправкой Юлинга ΔE_U ; значения в мэВ.

Атом	Состояние	ΔE_U	$\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$
μp	$1S_{1/2}$	$-1\,898.982\,7(2)$	$-0.010\,44$
	$2S_{1/2}$	$-219.610\,36(2)$	$-0.000\,341$
	$2P_{1/2}$	$-14.582\,156(3)$	$-0.000\,024$
	$2P_{3/2}$	$-14.577\,140(3)$	$-0.000\,024$

Приводятся результаты расчёта динамической поправки $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ для лёгких обычных и мюонных атомов в сравнении с поправкой Юлинга (для атома мюонного водорода см. табл. 1). В атоме мюонного водорода динамическая

Таблица 2. Сравнение поправки $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ с поправками Юлинга ΔE_{U} , Челлена-Сабри ΔE_{KS} и Уичмэна-Кролла ΔE_{WK} [12] для атома мюонного свинца; значения в эВ.

Атом	Состояние	ΔE_{U}	ΔE_{KS}	ΔE_{WK}	$\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$
$\mu_{82}^{208}\text{Pb}$	$1S_{1/2}$	-67249	-553	492	-222
	$2S_{1/2}$	-19412	-149	244	-46
	$2P_{1/2}$	-32470	-251	348	-71
	$2P_{3/2}$	-29919	-229	335	-63

поправка сопоставима по величине с поправкой Уичмэна-Кролла и поправками шестого порядка по теории возмущений. Учёт динамической поправки $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ для $2P - 2S$ -перехода изменяет радиус протона r_p со значения 0.84184(67) фм до значения 0.84187(67) фм; полученное смещение радиуса протона находится в пределах погрешности определения размера протона. Для атома водорода поправка $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ для $1S$ -состояния составляет -8 Гц и является ничтожно малой. Проведены исследования поправки $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ в тяжёлых мюонных атомах с использованием ферми-моделей атомных ядер (для атома мюонного свинца см. табл. 2); для этого численно решалось уравнение Дирака с потенциалом, задаваемым ферми-моделью ядра. Динамическая поправка $\Delta E_{\text{dyn}}^{(1)}$ для тяжёлых мюонных атомов становится сопоставима по величине со следующими по важности после поправки Юлинга ΔE_{U} вакуумно-поляризационными поправками: поправками Челлена-Сабри ΔE_{KS} и Уичмэна-Кролла ΔE_{WK} [12]

$$L = \Delta E_{\text{U}} + \Delta E_{\text{KS}} + \Delta E_{\text{WK}} + \Delta E_{\text{др}},$$

где L есть лэмбовский сдвиг уровня и $\Delta E_{\text{др}}$ обозначает другие КЭД поправки.

Исследуется уравнение на следующую двухпетлевую поправку $C_n^{(2)}(z)$, где

$$C_n(E_n) = C_n^{(1)}(E_n) + C_n^{(2)}(E_n) + O\{(Z\alpha^2)^3\}$$

и приводится выражение для поправки в лидирующем порядке $C_n^{(2)}(E_n^{(0)})$. Эта поправка для $2P - 2S$ перехода в атоме мюонного водорода равна примерно -0.00015 мэВ. Вместе с поправкой $C_n^{(2)}(E_n^{(0)})$ необходимо учитывать поправки от других двухпетлевых процессов поляризации электрон-позитронного

вакуума, которые имеют такой же порядок по величине, но дают вклад с противоположным знаком.

В **заключении** приведены основные результаты и выводы работы:

1. Разработан метод вычисления вакуумно-поляризационных поправок к энергетическим уровням атома исходя из основополагающего определения связанного состояния в квантовой теории.
2. Разработанный метод позволяет явно учитывать в поправках к энергетическим уровням эволюцию квантовых систем.
3. Разработанный метод в частном случае воспроизводит результат, получаемый с помощью других общепринятых методов КЭД, а именно поправку Юлинга.
4. Разработанный метод позволяет получать вакуумно-поляризационные поправки без процедур регуляризации и перенормировки.
5. Получены новые вакуумно-поляризационные поправки, названные динамическими поправками, которые не могут быть вычислены с помощью стандартных методов.
6. Рассчитаны динамические поправки для лёгких обычных и мюонных атомов и тяжёлых мюонных атомов.

Публикации автора по теме диссертации

1. Vasil'ev, A.A. Effects of nonlocality of the interaction of a muon with a nucleus on the lamb shift in muonic atoms / R.Kh. Gainutdinov, A.A. Mutygullina, A.A. Vasil'ev // Proc. of SPIE. -2008. -V. 7024. -P. 702411.
2. Васильев, А.А. Проблема связанных состояний в квантовой электродинамике и эффекты поляризации вакуума в мюонных атомах / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, М.Х.Салахов // Изв. РАН. Сер. физ. -2010. - Т. 74. -С. 1003-1005.

3. Васильев, А.А. Проблема связанных состояний в КЭД и лэмбовский сдвиг в мюонных атомах / Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, А.А. Васильев // Учен. зап. КГУ. -2009. -Т. 151. -Кн. 1. -С. 66-73.
4. Васильев, А.А. Поправки высших порядков к лэмбовскому сдвигу в мюонном водороде / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.С. Июдин, А.А. Мутыгуллина // Учен. зап. КГУ. -2008. -Т. 150. -Кн. 2. -С. 79-85.
5. Васильев, А.А. Обобщенное динамическое уравнение и взаимодействие мюона с ядром / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина, М.А. Хамадеев // Учен. зап. КГУ. -2007. -Т. 149. -Кн. 1. -С. 20-27.
6. Васильев, А.А. Прогресс в квантовой оптике и прецизионной лазерной спектроскопии и новые горизонты в развитии фундаментальной физики / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XV Международная молодежная научная школа. Сборник лекционных заметок. - Казань: КУ. -2011. -С. 84-90.
7. Vasilev, A.A. Dynamical corrections to the energy levels of muonic atoms and the nuclear structure / R.Kh. Gainutdinov, A.A. Mutygullina, A.A. Vasilev / LX International Conference on Nuclear Physics «Nucleus 2010». Book of Abstracts. -2010. -P. 264.
8. Васильев, А.А. Проблема связанных состояний в КЭД и динамические поправки к спектрам мюонных атомов / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XIII Международная молодежная научная школа. Сборник статей. -Выпуск XIII. Казань: КГУ. -2009. -С. 134-137.
9. Васильев, А.А. Эффекты нелокальности взаимодействия мюона с ядром при описании лэмбовского сдвига в мюонных атомах / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.С. Июдин, А.А. Мутыгуллина / XX Международная летняя школа-семинар по современным проблемам теоретической и математической физики. Материалы школы-семинара. -2008. -С. 25.

10. Васильев, А.А. Динамические поправки к лэмбовскому сдвигу в тяжелых мюонных атомах / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.С. Июдин, А.А. Мутыгуллина // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XII Международная молодежная научная школа. Сборник статей. -Выпуск XII. Казань: КГУ. -2008. -С. 117-120.
11. Васильев, А.А. Лэмбовский сдвиг в мюонных атомах с учетом распределения заряда в ядре / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.А. Мутыгуллина // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XI Международная молодежная научная школа. Сборник статей. -Выпуск XI. Казань: КГУ. -2007. -С. 155-158.
12. Васильев, А.А. Обобщенное динамическое уравнение и лэмбовский сдвиг в мюонных атомах / А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: X Международная молодежная научная школа. Сборник статей. -Выпуск X. Казань: КГУ. -2006. -С. 245-248.

Список цитируемой литературы

1. Udem, Th. Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen $1S-2S$ Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain / Th. Udem, et. al. // Phys. Rev. Lett. -1997. -V. 79. -P. 2646-2649.
2. Mohr, P.J. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2006 / J.P. Mohr, B.N. Taylor, D.B. Newell // Rev. of Mod. Phys. -2008. -V. 80. -P. 633-730.
3. de Beauvoir, B. Absolute Frequency Measurement of the $2S-8S/D$ Transitions in Hydrogen and Deuterium: New Determination of the Rydberg Constant / B. de Beauvoir, et. al. // Phys. Rev. Lett. -1997. -V. 78. -P. 440-443.
4. Kottmann, F. The Muonic Hydrogen Lamb Shift Experiment at PSI / F. Kottmann, et. al. // Hyper. Interac. -2001. -V. 138. -P. 55-60.

5. Pohl, R. The size of the proton / R. Pohl, et. al. // Nature. -2010. -V. 466. -P. 213-217.
6. Flowers, J. A chink in the armor / J. Flowers // Nature. -2010. -V. 466. -P. 195-196.
7. Gainutdinov, R.Kh. Nonlocal Interactions and Quantum Dynamics / R. Kh. Gainutdinov // J. Phys. A.: Math. Gen. -1999. -V. 32. -P. 5657-5677.
8. Гайнутдинов, Р.Х. Естественное уширение спектральных линий многозарядных ионов и проблема поверхностных расходимостей / Р.Х. Гайнутдинов // ЖЭТФ. -1995. -Т. 108. -С. 1600-1613.
9. Gainutdinov, R.Kh. Nonlocality of the NN interaction in an effective field theory / R.Kh. Gainutdinov, A.A. Mutygullina // Phys. Rev. C. -2002. -V. 66. -P 014006.
10. Weinberg, S. Nuclear forces from chiral lagrangians / S. Weinberg // Phys. Rev. B. -1990. -V. 251. -P. 228-292.
11. van Kolck, U. Effective Field Theory of Short-Ranges Forces / U. van Kolck // Nucl. Phys. A. -1999. -V. 645. -P. 273-302.
12. Bergem, P. Nuclear polarization and charge moments of ^{208}Pb from muonic x rays / P. Bergem, et. al. // Phys. Rev. C. -1988. -V.37. -P. 2821-2833.